(昭和 32 年 11 月造船協会秋季講演会に於て講演)

海洋波のなかの船体曲げモーメント

正員 秋 田 好 雄*

“Bending Moments of Ships in a Seaway”

By Yoshio Akita, *Member*

Abstract

Using Pierson-Neumann's wave spectrum theory and the theoretical response function of bending moments of ships in regular oblique waves, the spectrum of bending moments of ships in a seaway was calculated by St. Denis Pierson's ship motion theory and its detail was studied. The obtained deck stress was compared with the several observed stress on actual ship in an ocean.

The results showed that the bending moment of ships moving in the direction rectangular to the wind is about 60% of that moving against wind. (Fig. 5)

The “equivalent wave height” was introduced, which produces the same amount of bending moment by conventional bending moment calculation as that of the statistical values. For shorter ships (ship length is less than 150m), the wave height of 1/20 of wave length corresponds to the “equivalent wave height” of average of about 1/4 highest value in the 50 knot fully developed sea.

For the increase of ship length, the “equivalent wave height” increases. However its rate of increase decreases. Its amount lies between $1.1\sqrt{L}$ (ft) and $L/20$. (Fig. 8) An approximate formula of the “equivalent wave height” is given as $\frac{L}{20+0.13\left(\frac{L}{100}\right)^3}$, where L is ship length in meter.

緒 言

荒天時の海洋における不規則波の中を航走する船に生ずる縦曲げモーメントの研究は船体設計の上で、また法規制定の上で重要な問題である。船体の標準縦強度計算としては従来から波高が波長の 1/20 というトロコイド波が用いられ、また一方では海洋波の波長、波高が観測されてきているが、このような波長波高比 20 の波による曲げモーメントが実際の海面でどのような頻度で生ずるものであるか、統計的には明らかでない。

また最近において船舶が大型化するにともない、上に述べた波長波高比 20 という波が超大型船の曲げモーメントの計算にも適用されるかは明らかでない。

ここに述べる論文は以上の重要な問題につき、Pierson-Neumannが最近に展開した不規則な海洋波の理論⁽¹⁾⁽²⁾と St. Denis-Pierson が行つた船体の不規則な運動の理論⁽³⁾を用いて考察を行つたものである。

海洋波のスペクトル

大洋の荒天時における不規則波は Pierson-Neumann によると、種々の周期と方向をもつ正弦波状の成分波を重ね合せたもので、これらの成分波の間の位相差は完全に random であるとする。

これを式で表現すると、ある定点のある時間における、海面の基準面からの上昇(又は降下) $r(t)$ は

$$r(t) = \int_0^\infty \cos[\omega t + \epsilon(\omega)] \sqrt{[r(\omega)]^2} d\omega \quad (1)$$

で与えられる。ここで ω は成分波の(円)周波数、 ϵ は位相角である。上式は水面が余弦の成分波に係数 $\sqrt{[r(\omega)]^2}$

原稿受付、7 月 15 日

* 運輸技術研究所、船舶構造部長

をかけたものを集めたものを意味するが、積分を $\sqrt{d\omega}$ について行うことで普通の積分と異なり、Lebeque 積分となっている。また余弦波の位相 $\epsilon(\omega)$ は完全に random であり、例えば各成分波ごとにさいころを振つて ϵ をきめる必要がある、これらのために (1) 式の $r(t)$ の値は平均値が 0 の Gauss の正規分布をする⁽³⁾。

(1) 式で各周波数に対する係数に相当する $[r(\omega)]^2$ はエネルギースペクトルと呼ばれ、各の成分波に対する振幅の自乗を表わし、 $\text{m}^2 \text{sec}$ の単位をもつ、後で述べるがエネルギースペクトルの分布は第1図に示すようになる。

同図で周波数が 0 から ω までの面積すなわち

$$R(\omega) = \int_0^{\omega} [r(\omega)]^2 d\omega$$

は累積エネルギー密度と呼ばれ、これは周波数が ω より小さい波の水面高さの自乗平均に一致することが示されている。

この全積分

$$R = \int_0^{\infty} [r(\omega)]^2 d\omega \quad (2)$$

は重要な数で、海面の荒さを規定する。以下で全積分 R を単に累積エネルギー密度と呼ぶことにする。

(1) 式を海面上の拡がった領域に拡張すると、海面上での水面の高さは

$$r(X, Y, t) = \int_{-\pi}^{\pi} \cos \left[\frac{\omega^2}{g} (X \cos \chi + Y \sin \chi) - \omega t - \epsilon(\omega, \chi) \right] \sqrt{[r(\omega, \chi)]^2 d\omega d\chi} \quad (3)$$

で表わされる。ここで X, Y は海面の二次元座標、 g は重力の加速度 (m/sec^2)、 χ は成分波の方向角である。

このときのエネルギースペクトルは

$$[r(\omega)]^2 = \int_{-\pi}^{\pi} [r(\omega, \chi)]^2 d\chi \quad (4)$$

Neumann⁽⁴⁾ は海洋波についての多くの観測値の解析と理論的考察からエネルギースペクトルの形を求め、

$$\left. \begin{aligned} [r(\omega, \chi)]^2 &= \frac{C}{\omega^6} e^{-2g^2/V^2 \omega^2 \cos^2 \chi} & -\frac{\pi}{2} < \chi < \frac{\pi}{2} \text{ のとき} \\ &= 0 & \text{それ以外のとき} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

第1図 完全に成長した海洋波のスペクトル

すなわちスペクトル量は前にふれたように波のときには長さの自乗、縦揺れ運動のときには pitching 量の自乗を考えるから、上式で応答函数の自乗が考えられている。運動のスペクトルが判ると、後で述べるように諸々の統計値たとえば平均ピッチング角度、あるいは有義ピッチング角度などが求めることができる。

曲げモーメントについても上に述べたと同じに

とした。ここで常数 $C=3.05 \text{ m}^2 \text{sec}^{-5}$ 、 V は風速 m/sec 、 χ は風の方角からの偏角である。上式は広い海域で、風が長時間吹いて海洋波 (seaway) が完全に成長した場合であつて、またうねり (swell) を含んでいない場合である。図示すると第1図の如くなる。

向い波のときの応答函数

St. Denis-Pierson⁽³⁾ は不規則波のなかの船の運動について興味ある理論を展開した。これによると海面の統計量が与えられると、船の運動の統計量が求められる。これを symbolic に書くと。

$$(\text{船の運動}) = (\text{海面}) \times (\text{応答函数}) \quad (6)$$

応答函数は船によつて定まる函数である。

スペクトルについては

$$\begin{aligned} (\text{運動のスペクトル}) &= (\text{海洋波のスペクトル}) \\ &\times (\text{応答函数})^2 \end{aligned} \quad (7)$$

$$\text{曲げモーメントのスペクトル} = (\text{海洋波のスペクトル}) \times (\text{応答函数})^2 \quad (8)$$

あるいは

$$R = \int_0^\infty \int_{-\pi}^\pi [r(\omega, \chi)]^2 [P(\omega, \chi)]^2 d\omega d\chi \quad (9)$$

ただし R は累積エネルギー密度、 P は曲げモーメントの応答函数で船型、 ω 、 χ の函数である。

曲げモーメントの応答函数とは単位振幅（波高の半分）の正弦波状の規則波のなかで生ずる曲げモーメントである。曲げモーメントは一般に船の速度（Froude 数）の函数であるが、いま動的影響を無視する。波高 H （振幅 $h=H/2$ ）波長 L_w の正弦波のなかで、まず箱舟を考え、長さ L 、幅 B 、水の密度を ρ 、座標 x の原点を midship とし、波頂が midship にあるとすれば

$$\text{波の形} \quad \frac{H}{2} \cos \frac{2\pi x}{L_w} \quad (10)$$

$$\text{荷重（上向き正）} \quad \frac{\rho B H}{2} \cos \frac{2\pi x}{L_w} - \frac{\rho B H L_w}{2\pi L} \sin \frac{\pi L}{L_w} \quad (11)$$

$$\text{剪断力} \quad -\frac{\rho B H L_w}{4\pi} \left(\sin \frac{2\pi x}{L_w} - \frac{2x}{L} \sin \frac{\pi L}{L_w} \right) \quad (12)$$

となり、midship における曲げモーメント M は

$$M = \frac{\rho B H L_w^2}{8\pi^2} \left(1 - \cos \frac{\pi L}{L_w} - \frac{\pi L}{2L_w} \sin \frac{\pi L}{L_w} \right) \quad (13)$$

しかるに波の波長と周波数の関係は

$$L_w = \frac{2\pi g}{\omega^2} \quad (14)$$

であり、波高の代りに振幅（ $h=H/2$ ）を用いると、応答函数は

$$\frac{M}{h} = \frac{\rho B L^2}{4} \left(\frac{2g}{L\omega^2} \right)^2 \left[1 - \cos \frac{L\omega^2}{2g} - \frac{L\omega^2}{4g} \sin \frac{L\omega^2}{2g} \right] \quad (15)$$

いま

$$\xi_0 = \frac{L\omega^2}{2g} \quad (16)$$

とおくと応答函数の自乗は

$$\left(\frac{M}{h} \right)^2 = \left(\frac{\rho B L^2}{4} \right)^2 \frac{1}{\xi_0^4} \left(1 - \cos \xi_0 - \frac{\xi_0}{2} \sin \xi_0 \right)^2 \quad (17)$$

(13) 式あるいは (17) 式は $L=L_w$ の近くで最大値を示し、第 2 図に示すようにその前後で急激に減少している。後で述べる曲げモーメントの累積エネルギー密度にはこの最大値の付近が最も影響し、ほかの部分の影響は少ない。

つぎに一般船型のときを考えると、この応答函数を求めるにはかなり面倒な計算をしなければならない。そこで近似的に求めるために、 $L=L_w$ のときの箱舟のモーメントと一般船型のモーメントを求め、この比を k_1 とし、一般船型の応答函数としては箱舟の応答函数に k_1 を乗じたものを近似的に採用するものとする。

$L_w=L$ のときの一般船型は Dahlmann⁽⁴⁾ や田代⁽⁵⁾ の行っているように、拋物線状の water plane をもち、side line が垂直な船を考える。すなわち幅 $B(x)$ は

$$B(x) = B \left[1 - \left(\frac{x}{L/2} \right)^n \right] \quad (18)$$

このときの midship における曲げモーメントは

第 2 図 箱舟のときの応答函数とその近似式

$$M = \frac{\rho B H L^2}{8} \left[- \int_{-1}^0 d\xi \int_{-1}^{\xi} (1-\xi^n) \cos \pi \xi d\xi + \int_{-1}^0 d\xi \int_{-1}^{\xi} (1-\xi^n) d\xi \times \frac{\int_{-1}^0 (1-\xi^n) \cos \pi \xi d\xi}{\int_{-1}^0 (1-\xi^n) d\xi} \right] \quad (19)$$

ただし $\xi = \frac{x}{L/2}$ (20)

いま $M = \frac{\rho B H L^2}{8} Z'$ (21)

とおくと Z' および k_1 の値は Dahlmann⁽⁴⁾ に従つて、種々の water plane coefficient C_w に対して次表のようになる。

C_w	0.5	0.6	0.7	0.8	0.85	0.9	1.0 (箱舟)
Z'	0.0752	0.0890	0.1066	0.1292	0.1436	0.1600	0.203
k_1	0.371	0.438	0.525	0.636	0.707	0.788	1.00

k_1 は前述のように一般船型のときと箱舟のときの曲げモーメントの比である。ゆえに一般船型のときの応答函数は

$$\frac{M}{h} = \frac{k_1 \rho B L^2}{4} \frac{1}{\xi_0^2} \left(1 - \cos \xi_0 - \frac{\xi_0}{2} \sin \xi_0 \right) \quad (22)$$

で与えられる。またさらに Smith 修正による減少係数 k_2 および水槽実験⁽⁶⁾から求めた波と船の干渉による曲げモーメントの減少係数 k_3 を導入すると

$$\frac{M}{h} = \frac{k \rho B L^2}{4} \frac{1}{\xi_0^2} \left(1 - \cos \xi_0 - \frac{\xi_0}{2} \sin \xi_0 \right) \quad (23)$$

ただし $k = k_1 k_2 k_3$ (24)

第3図 斜波と船

斜波のときの応答函数

一般に船が第3図のように波面と角度 ϕ をもつて斜に航行するときの応答函数を求める。第3図で船の進行方向についての波の見掛けの波長 L_w' は実際の波長 L_w との間に

$$L_w' = \frac{L_w}{\cos \phi} \quad (25)$$

の関係があるから前に求めた向い波 ($\phi=0$) のときの応答函数の L_w に L_w' を置きかえればよい。

その結果、応答函数は

$$\frac{M}{h} = \frac{k \rho B L^2}{4} \left(\frac{2g}{L \omega^2 \cos \phi} \right)^2 \left[1 - \cos \left(\frac{L \omega^2 \cos \phi}{2g} \right) - \frac{1}{2} \frac{L \omega^2 \cos \phi}{2g} \sin \left(\frac{L \omega^2 \cos \phi}{2g} \right) \right] \quad (26)$$

となり新たに

$$\xi = \frac{L \omega^2 \cos \phi}{2g} \quad (26')$$

とおくと

$$\frac{M}{h} = \frac{k \rho B L^2}{4} \frac{1}{\xi^2} \left(1 - \cos \xi - \frac{\xi}{2} \sin \xi \right) \quad (27)$$

応答函数の近似表現

(9) 式に従つて曲げモーメントのスペクトルを求めるためには応答函数(27)式を海洋波のスペクトル(5)式に乗じて積分をしなければならない。このとき(27)式のままの応答函数では積分が困難なので、いま(27)式の近似表現を考える。

(27) 式より応答函数の自乗は

$$\left(\frac{M}{h}\right)^2 = \left(\frac{k\rho BL^2}{4}\right)^2 \frac{1}{\xi^4} \left(1 - \cos \xi - \frac{\xi}{2} \sin \xi\right)^2 \quad (28)$$

いま

$$F(\xi) = \frac{1}{\xi^4} \left(1 - \cos \xi - \frac{\xi}{2} \sin \xi\right)^2 \quad (29)$$

とすれば F は $\xi=3.5$ で最大値を示す。また F は ξ につき偶函数である。

いま上式の代りに

$$G(\xi) = \frac{A_1}{\xi^n} e^{-\frac{A_2}{|\xi|}} \quad (30)$$

なる式を考え、(29) 式をもつともよく近似するように A_1, A_2, n をえらぶと $n=10, A_1=2.63 \times 10^{18}, A_2=35.0$ となり、応答函数の自乗は近似的に

$$\left(\frac{M}{h}\right)^2 = \left(\frac{k\rho BL^2}{4}\right)^2 \frac{A_1}{\xi^{10}} e^{-\frac{A_2}{|\xi|}} \quad (31)$$

ただし $A_1=2.63 \times 10^{18} \quad A_2=35.0$

となる。第2図に応答函数の自乗 (29) 式とその近似式 (30) 式を示す。最大値とその近傍は完全に一致し、左右のすその部分で差が見られるが、この部分の誤差は積分値にあまり影響を与えない。

曲げモーメントのスペクトル

曲げモーメントのスペクトルについての累積エネルギー密度 R は (9) 式に従つて (5) および (31) 式から求められる。第4図に示すように船と風の方向のなす角を θ とすれば

$$R = \left(\frac{k\rho BL^2}{4}\right)^2 \frac{A_1 C 2^{10} g^{10}}{L^{10}} \int_0^\infty \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{e^{-\frac{\beta}{\omega^2}} \cos^2 \chi}{\omega^{26} \cos^{10}(\chi - \theta)} d\omega d\chi \quad (32)$$

$$\text{ただし} \quad \beta = 2g \left[\frac{A_2}{L |\cos(\chi - \theta)|} + \frac{g}{V^2} \right] \quad (33)$$

この積分をまず ω について行い、ガンマ函数で表現し、つぎに χ につき積分を行い二次の微小量を無視すると

$$R = \frac{k^2 \rho^2 B^2 A_1 C \Gamma(25/2) L^{\frac{13}{2}} \pi^{\frac{1}{2}}}{2^{\frac{19}{2}} g^{\frac{5}{2}} A_2^{\frac{25}{2}} \left(1 + \frac{gL}{A_2 V^2}\right)^{\frac{27}{2}}} \left\{ \frac{2 \left(2 + 27 \frac{gL}{A_2 V^2}\right) \Gamma\left(\frac{11}{4}\right)}{\Gamma\left(\frac{13}{4}\right)} - \frac{50 \frac{gL}{A_2 V^2} \Gamma\left(\frac{13}{4}\right)}{\Gamma\left(\frac{15}{4}\right)} \right\} \cos^2 \theta \\ + \left\{ \frac{\left(2 + 27 \frac{gL}{A_2 V^2}\right) \Gamma\left(\frac{7}{4}\right)}{\Gamma\left(\frac{13}{4}\right)} - \frac{25 \frac{gL}{A_2 V^2} \Gamma\left(\frac{9}{4}\right)}{\Gamma\left(\frac{15}{4}\right)} \right\} \sin^2 \theta \quad (34)$$

ただし Γ はガンマ函数である。累積エネルギー密度 R が判ると、種々の統計量が求まり

$$\left. \begin{aligned} \text{平均曲げモーメント (片振幅)} &= 0.886 \sqrt{R} \\ \text{有義曲げモーメント (同)} &= 1.415 \sqrt{R} \\ 1/10 \text{ 最大平均曲げモーメント (同)} &= 1.80 \sqrt{R} \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

となる。ここで有義 (significant) 曲げモーメントとは不規則に変動する曲げモーメントのある時間内の測定値を大きさの順にならべて大きい方から測定数の 1/3 までとつたものの平均値であり、不規則変動値を観測するさいに観測者は大きい方の平均値をとり易いのでこの様に呼ばれている。同じく 1/10 最大平均値とは大きい方からの順で 1/10 だけとつた値の平均である。これらの計算値と実測で求めた値とは多くの実験でよい一致を示している。

さらに Longuet-Higgins によると N 回のホグサグの変動のうちに生ずる最大曲げモーメント (片振幅) の

第4図 船と風と成分波の関係

期望値は次のようになる。

変動の回数 N	最大期望値
20	$1.87\sqrt{R}$
50	$2.12\sqrt{R}$
100	$2.28\sqrt{R}$
1,000	$2.73\sqrt{R}$

(36)

(35), (36) 式における統計値の係数を K とすれば, 曲げモーメントの統計値 M_s は (34) 式で $\theta=0$ とし $\rho=1.025 \text{ ton/m}^3$ とすれば

$$M_s = K\sqrt{R}$$

$$= \frac{0.344 K k B L^{\frac{13}{4}} (1 + 0.59 L/V^2)^{\frac{1}{2}}}{(1 + 0.28 L/V^2)^{\frac{27}{4}}} \quad (\text{kg m}) \quad (37)$$

いま一例として風速 50 knot (25.72 m/s) の完全に成長した海面で長さ 150 m, $C_w=0.85$ の船舶が向い波の状態 ($\theta=0$) にあるとして曲げモーメントと甲板応力を求めよう。船型による常数 k_1 は $k_1=0.707$, Smith 修正の係数を $k_2=0.9$, 船と波の相対運動および動的影響の修正係数を実験⁽⁶⁾から $k_3=0.6$ とし, 吃水を 8 m, I/y は満載吃水線規定の f -value をとり $f=33480 \text{ mm}^2/\text{m}$ とすれば (37) 式を I/y で除して

$$\sigma = 2.69 K \text{ kg/mm}^2$$

となる。ゆえに平均曲げ応力等の統計値は K を代入して次のようになる。

平均曲げ応力	(片振幅) $\sigma_m = 2.33 \text{ kg/mm}^2$
300 回の変動での最大曲げ応力	(") $\sigma_{1/300} = 6.50 \text{ kg/mm}^2$
1,000 回の変動での最大曲げ応力	(") $\sigma_{1/1,000} = 7.06 \text{ kg/mm}^2$
10,000 回の変動での最大曲げ応力	(") $\sigma_{1/10,000} = 8.14 \text{ kg/mm}^2$

これらの値と実船で計測された最大応力値とを比較することは興味深い。E. V. Lewis⁽⁷⁾ の引用によると

T-2 油槽船で中位の (moderate) 海面 (片振幅) 4.1 kg/mm ²	
C-3 貨物船で北大西洋で風力 7. (") 5.7 kg/mm ²	
Ocean Vulcan 号北大西洋で風力 9. (") 6.3 kg/mm ²	
San Francisco 号で風力 12. (") 6.5 kg/mm ²	

また Jasper⁽⁸⁾ によると S. S. Esso Asheville 号の冬期の応力観測に基いて同船と同型船のうち半数の船が 1 万回の応力変動のうちの最大応力の期望値は片振幅で 5.6 kg/mm^2 であり, また 20 年間の航海の間では最大応力は片振幅で 17.5 kg/mm^2 の値に達するという。以上の最大曲げ応力の期望値は船の許容応力の基準を定めるのに重要な示唆となろう。

第5図は船の航路を風の方向と θ だけ偏つたときの曲げモーメントの減少率で, (34) 式から求められる。一般に風に直交するときは直面するとき比べ 60% 程度におちる。

等 価 波 高

曲げモーメントの統計値を求めるときに使う応答函数は船型によつて異なっているために, 考える上で不便な点がある。このためには船型などによつても変らない量を計算に用いることが望ましい。ここで従来行われている標準縦強度計算に似た方法として等価波高 (Equivalent wave height) の概念を考える。これは船型に無関係で, 船の長さだけの函数である。

第5図 航路が風向きより偏つたときのモーメントの減少率

標準計算においては船の長さに等しい波長のトロコイド波を考え、波長波高比を $1/20$ として、曲げモーメントの計算を行うが、ここでは波長波高比を曲げモーメントの統計値を通じて意味のある数字として求める。すなわち、曲げモーメントの統計値と等しい曲げモーメントを生ずるような規則波の正弦波で、波長が船の長さに等しい波を求め、この波高を等価波高 H_e と定義する。

(27) 式で $L=L_w$ すなわち $\omega^2=2\pi g/L$ とし、また $\phi=0$ とすると

$$\xi=\pi \quad (38)$$

これから

$$M=\frac{k\rho BL^2}{4\pi^2} H_e \quad (39)$$

一方で曲げモーメントの統計値 M_s は

$$M_s=KV\sqrt{R} \quad (40)$$

いま $M_s=M$ とすれば

$$H_e=\frac{4\pi^2 M_s}{k\rho BL^2}$$

あるいは

$$H_e=\frac{0.01326 KL^{\frac{5}{4}}\left(1+0.59\frac{L}{V^2}\right)^{\frac{1}{2}}}{\left(1+0.28\frac{L}{V^2}\right)^{\frac{27}{4}}} \quad (\text{m}) \quad (41)$$

一般に風の方向と θ をなす航路をとつた場合には

$$H_e=\frac{0.01326 KL^{\frac{5}{4}}}{\left(1+0.28\frac{L}{V^2}\right)^{\frac{27}{4}}}\sqrt{\left(1+0.59\frac{L}{V^2}\right)\cos^2\theta+\left(0.286+0.37\frac{L}{V^2}\right)\sin^2\theta} \quad (\text{m}) \quad (42)$$

となる。

等価波高は曲げモーメントの有義値、平均値、 $1/10$ 最大平均値などに対応して種々の値が定義される。第 6 図は $1/10$ 最大平均値を用いた等価波高で (41) 式で $K=1.80$ として得られる。図に示されるように大型船になると等価波高は増加するが増加率は減少している。また風速の増大につれて増加し、約 50 knot をこすと船の長さの $1/20$ に近づく。

第 7 図は風速 50 knot の完全に成長した海洋波のなかでの等価波高の種々の統計値を示したもので、一番下の曲線は $1/3$ 最大平均値すなわち有義値であり、最も上の曲線は $1/10$ 最大平均値である。点線は従来用いられている $L/20$ の直線である。長さ 150 m 以下の船で $L/20$ の波高は種々の計算の基礎となつているが、超大型船では、この値は過大となる。

いま 150 m 以下の船の場合に $L/20$ の波高となるような統計値を求めると、図示されているような $1/4.2$ 最大平均値がこれに相当している。

等価波高の正弦波を用い

第 6 図 船の長さに対する等価波高の $1/10$ 最大平均値

第7図 50 knot の風のときの等価波高の種々の統計値

波浪についての観測結果からその平均値をとるか、または安全側に大きい値の包絡線をとっているものと推察される。また従来の観測は種々の波からなる海面を一つの波におきかえることに問題が残る、波長波高の関係も同じ波についてか、あるいは別々の平均値が明らかでない。しかし、かりに従来提案されている波が実際の海洋波のある種の平均値であるとしても、それを用いて計算した曲げモーメントが如何なる平均値が明らかでない。この意味で曲げモーメントの明確な平均値を規定し、これから等価波高を導いた本論文は統計的に明確な意味をもっている。

第7図に示した風速 50 knot の完全成長海面で長さ 150 m 以下で $L/20$ と一致する等価波高の値は次表に示す通りであるが、この近似式として

$$H_e = \frac{L}{20 + 0.13 \left(\frac{L}{100} \right)^3} \quad (43)$$

第8図 等価波高とその近似式の比較

て、標準計算と同様に求めたモーメントに、スミス効果 k_2 と船と波の干渉による係数 k_3 を乗ずると、実際に生ずるモーメントになる。

等価波高の近似式

最近において超大型船の出現を見るに及び、縦強度強度の立場から波高のとり方に種々の提案があり、たとえばロイド船級協会では波高として $1.1\sqrt{L}$ (ft) をとるとか、大型船でも従来の $L/20$ をとるなどの考えがある。これらの提案の根拠は不明であるが、従来の

の式は次表や第8図に示すように極めてよい一致を示している。

さらに比較のために指数で表わした近似式をも図中に示した。これによるとロイド協会の提案式はやや低く、一方 $L/20$ は過大となる。

$L(m)$	100	200	300	400
等価波高 (m)	5.07	9.50	12.74	14.70
近似式 (43)	4.97	9.50	12.74	14.10

これらの近似式として

$$H=0.6077\sqrt{L} \quad (m) \quad (44)$$

$$H=0.265 L^{\frac{2}{3}} \quad (m) \quad (45)$$

$$H=0.174 L^{\frac{3}{4}} \quad (m) \quad (46)$$

が図示されているが、(46) 式はやや近い値を示している。上述の式はいずれも $L=145m$ で $L/20$ の点を通るものである。

結 論

荒天時における海洋波のスペクトルが Neumann のスペクトルに従うとして、船が受ける曲げモーメントのスペクトルを求めた。これから標準縦強度計算に使用すべき波高が大型船の場合も含めて求められ、大型船（長さ 150m 以上）では波高はロイド協会の提唱している $1.1\sqrt{L}$ (ft) よりも大きく、 $L/20$ よりも小さい結果が得られた。

荒天時において船の航路を風と直交する方向にとると、直面するときに比べ、曲げモーメントは約 60% に減少する。

標準強度計算に用いられる $L/20$ の波高は、船の長さ 150m 以下のときでは、50knot の完全に成長した海洋波の中で生ずる約 1/4 最大平均値の曲げモーメントを与える波高に相当していることが判つた。

最後に、種々御討論を頂いた日本海事協会合理化委員会の各位に御礼申上げる。

文 献

- (1) G. Neumann, On Ocean Wave Spectra and a New Method of Forecasting Wind-Generator Sea, Beach Erosion Board, Technical Memorandum No. 43.
- (2) W. J. Pierson Jr., G. Neumann, and R. W. James, Practical Methods for Observing and Forecasting Ocean Waves by Means of Wave Spectra and Statistics. Project AROWA, Norfolk, Va., Department of Meteorology, Research Div., New York University.
- (3) M. St. Denis and W. J. Pierson Jr., On the Motion of Ships in Confused Sea, Trans. SNAME, 1954.
- (4) Dahlmann, Festigkeit der Schiffe.
- (5) 田代, 船の静的縦曲げモーメントについて, 造船協会昭和 32 年秋に講演, 本誌
- (6) 秋田, 越智, 模型船による波浪中航走時の船体強度に関する研究, 造船協会論文集, 第 95 号, 昭和 29 年。
- (7) E. V. Lewis, A Study of Midship Bending Moments in Irregular Head Sea, J. of Ship Research, April 1957.
- (8) N. H. Jasper, Statistical Distribution Patterns of Ocean Waves and of Wave-induced Ship Stresses and Motions with Engineering Applications, Trans SNAME 1956.